

УДК 535-33

ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ СЛОЖНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ РАЗЛИЧНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ

А.С. Лосев, А.С. Трошин

Аннотация

На основе полуклассической теории взаимодействия лазерного излучения с холодным атомарным облаком показано, что в условиях трехкратного вырождения основного уровня Λ -схемы в присутствии управляющей волны для двух световых импульсов различной поляризации и формы реализуются эффекты электромагнитно-индуцированной прозрачности и значительного сокращения групповых скоростей импульсов. Продемонстрировано их совместное воспроизведение при повторном включении управляющего света после темной паузы.

Ключевые слова: электромагнитно-индуцированная прозрачность, вырождение уровня, сложные импульсы различной поляризации, воспроизведение импульсов.

1. Постановка задачи

В теории эффектов, связанных с электромагнитно-индуцированной прозрачностью (ЭИП) [1], основной и ставшей уже «классической» является трехуровневая Λ -схема с двумя невырожденными нижними уровнями E_1 , E_2 . Вслед за управляющим (иначе – связывающим) длительным импульсом на частоте $\omega_c = \omega_{21}$ вводится более слабый импульс другой поляризации с несущей частотой $\omega_p = \omega_{31}$. Тогда в результате деструктивной интерференции амплитуд вероятности вынужденных переходов среда оказывается почти прозрачной для пробного импульса, хотя электродипольный переход ($1 \rightarrow 3$) хорошо разрешен. Групповая скорость пробного импульса может быть при этом экстремально малой (до 17 м/с [2]). Интерпретация результатов в [2, 3] и в ряде других экспериментов, в которых нижний уровень испытывал зеemannовское расщепление в магнитном поле ($E_1 \neq E_2$), не вызвала сомнений.

В работе [4] магнитное поле не применялось, вырождение нижнего уровня по проекции полного углового момента сохранялось. Динамика взаимодействия системы с интенсивной управляющей волной при этом включала оптическую ориентацию. В литературе были высказаны сомнения относительно применимости в данном случае основных идей, связанных с динамикой стандартной Λ -схемы [5–8]. Мы не обсуждаем здесь критические замечания авторов [5, 6] относительно «остановки света», с которыми полностью согласны [7]. В статьях [9, 10] установлена возможность реализации ЭИП и ее использования для управления световыми импульсами при наличии вырождения уровней и сложной структуры атомных состояний. До вхождения в среду пробного импульса происходит перезаселение состояний (оптическая ориентация). Как следствие, наблюдается частичная или полная прозрачность для связывающей волны. Насыщение поглощения, разумеется, не имеет прямого отношения к радикальному изменению групповой скорости. Но оно не препятствует далее основным эффектам, связанным с ЭИП. Последующее вхождение пробного импульса сопровождается энергообменом его и связывающей волны.

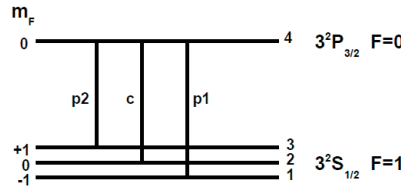


Рис. 1. Рассматриваемые уровни и переходы

Распространение пробного импульса при оптимальных условиях характеризуется весьма малой групповой скоростью (как и в экспериментах при реализации стандартной Λ -схемы с невырожденными уровнями). При выключении связывающей волны поле пробного импульса быстро исчезает во всей среде, что еще раз подтверждает несостоятельность деклараций об «остановке света». Расчеты убедительно подтверждают, что в течение темной паузы сохраняется атомная когерентность – суперпозиция состояний, соответствующих нижнему уровню. Повторное включение связывающей волны приводит к формированию импульса, сходного с пробным на входе.

В настоящей статье представлены результаты решения усложненной задачи – воспроизведение после темной паузы импульсов различной поляризации. В связи с этим рассматривается схема (рис. 1), соответствующая одной из пар уровней, ответственных за сверхтонкую структуру D_2 -линии натрия: $3^2S_{1/2}$, $F = 1 \leftrightarrow 3^2P_{3/2}$, $F = 0$ [11, 12]. На рис. 1 возможное зеемановское расщепление нижнего уровня показано лишь для наглядности.

Управляющий импульс находится в точном резонансе с частотой перехода, у каждого из пробных импульсов в точном резонансе имеется несущая частота. Первый пробный импульс – правой циркулярной поляризации, он индуцирует переходы $1 \leftrightarrow 4$, второй импульс – левой циркулярной поляризации – индуцирует переходы $3 \leftrightarrow 4$. Задача решается в рамках полуклассического подхода при использовании резонансного приближения и приближения медленных амплитуд (как в работах [7, 9, 10, 13]).

Исходная система уравнений Максвелла – Блоха имеет вид

$$\begin{aligned}
 \dot{\rho}_{11} &= -i\rho_{41}^*Vp_1 + i\rho_{41}Vp_1^* + \frac{1}{3}\rho_{44}, \\
 \dot{\rho}_{22} &= -i\rho_{42}^*Vc + i\rho_{42}Vc^* + \frac{1}{3}\rho_{44}, \\
 \dot{\rho}_{33} &= -i\rho_{43}^*Vp_2 + i\rho_{43}Vp_2^* + \frac{1}{3}\rho_{44}, \\
 \dot{\rho}_{44} &= i\rho_{41}^*Vp_1 - i\rho_{41}Vp_1^* + i\rho_{42}^*Vc - i\rho_{42}Vc^* + i\rho_{43}^*Vp_2 - i\rho_{43}Vp_2^* - \rho_{44}, \\
 \dot{\rho}_{21} &= i\rho_{41}Vc^* - i\rho_{42}^*Vp_1, \\
 \dot{\rho}_{31} &= -i\rho_{43}^*Vp_1 + i\rho_{41}Vp_2^*, \\
 \dot{\rho}_{32} &= -i\rho_{43}^*Vc + i\rho_{42}Vp_2^*, \\
 \dot{\rho}_{41} &= i\rho_{21}Vc + i(\rho_{11} - \rho_{44})Vp_1 + i\rho_{31}Vp_2 - \frac{1}{2}\rho_{41}, \\
 \dot{\rho}_{42} &= i\rho_{21}^*Vp_1 + i(\rho_{22} - \rho_{44})Vc + i\rho_{32}Vp_2 - \frac{1}{2}\rho_{42}, \\
 \dot{\rho}_{43} &= i\rho_{32}Vc + i(\rho_{33} - \rho_{44})Vp_2 + i\rho_{31}^*Vp_2 - \frac{1}{2}\rho_{43}
 \end{aligned} \tag{1}$$

$$Vc(x, t) = -i \frac{d_{42} \hat{E}c(x, t)}{\hbar \gamma_4} + iB \int_0^x \rho_{42} dx, \quad (2)$$

$$Vp_1(x, t) = -i \frac{d_{41} \hat{E}p_1(x, t)}{\hbar \gamma_4} + iB \int_0^x \rho_{41} dx, \quad (3)$$

$$Vp_2(x, t) = -i \frac{d_{43} \hat{E}p_2(x, t)}{\hbar \gamma_4} + iB \int_0^x \rho_{43} dx. \quad (4)$$

В данном расчете принято

$$\Omega_c = \frac{d_{42} \hat{E}c(x, t)}{\hbar \gamma_4} = 0.9, \quad (5)$$

$$\Omega_{p1, p2} = \frac{d_{41} E_o}{\hbar \gamma_4} = \frac{d_{43} E_o}{\hbar \gamma_4} = 0.1, \quad (6)$$

$$B = \frac{4 \pi N o d^2}{\hbar \gamma_4} = 0.16, \quad (7)$$

Система уравнений (1)–(4) позволяет самосогласованно учитывать поле вторичного излучения, определяемого поляризованностью среды. В уравнениях (1) константы продольной и поперечной релаксации, а также частоты Раби представлены в единицах γ_4 . Обратное время жизни γ_4 состояния $3^2P_{3/2}$, $F = 0$ (состояние 4 на рис. 1) было определено по данным из [2, 11, 12, 14] как $\gamma_4 = 2.5 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$. В уравнении (7) $No = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ – концентрация, $d \equiv d_{41} = d_{42} = d_{43}$ – дипольные моменты переходов.

В среду холодных атомов натрия входят управляющая квазимонохроматическая волна линейной поляризации и позднее два пробных импульса, более слабых, циркулярно поляризованных в противоположных направлениях, различных по форме – гауссов и двугорбый. Огибающие на входе в среду первого и второго пробного импульсов представлены следующими выражениями:

$$\hat{E}p_1(0, t) = E_o \exp \left(\frac{-t^2}{(2 T p_1)^2} \right), \quad (8)$$

$$\hat{E}p_2(0, t) = E_o \left[\exp \left(\frac{-(t - 30)^2}{(2 T p_2)^2} \right) + \exp \left(\frac{-(t + 30)^2}{(2 T p_2)^2} \right) \right]. \quad (9)$$

2. Линейное приближение

Исключив один из пробных импульсов (например, V_{p2}) из уравнений (1), заменив другой импульс (V_{p1}) монохроматической волной произвольной частоты (ω) и дополнив уравнение для соответствующего недиагонального элемента матрицы плотности (ρ_{41}) слагаемым с отстройкой от резонанса $\Delta = \omega - \omega_{41}$, найдем спектральную зависимость функции линейного отклика атомарной среды в присутствии условно фиксированной управляющей волны (см., например, [1, 13]). Результаты для показателей поглощения $\beta_{41} = \beta_{43}$ и показателей преломления $n_{41} = n_{43}$ представлены следующими выражениями:

$$\beta_{41} = \beta_{43} = \frac{\frac{1}{2} B \Delta^2}{(\Omega_c^2 - \Delta^2)^2 + \frac{1}{4} \Delta^2}, \quad (10)$$

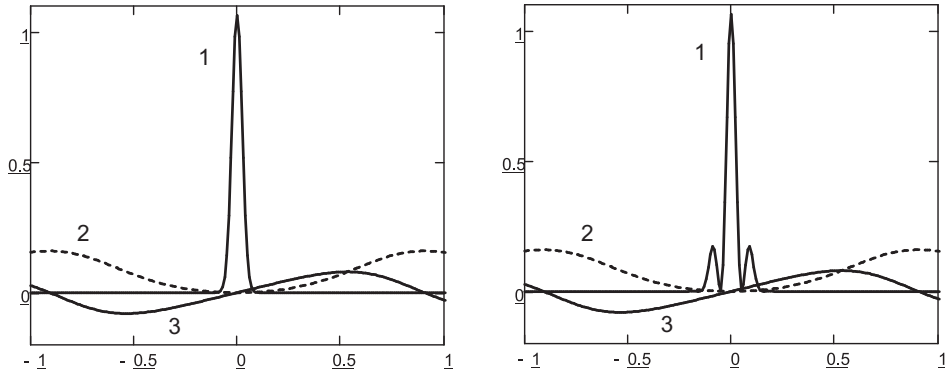


Рис. 2. 1 – спектры пробных импульсов: слева $|F_{p1,0}|^2/15$, справа $|F_{p2,0}|^2/30$; 2 – показатель поглощения $\beta(\Delta)$; 3 – резонансная часть показателя преломления $n(\Delta)$

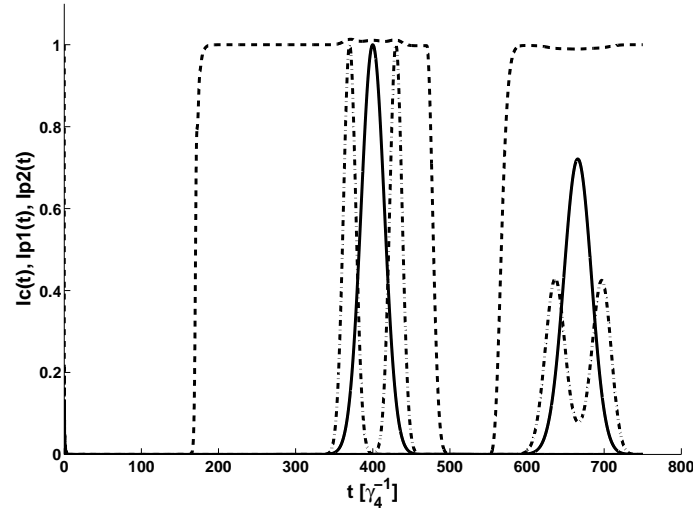
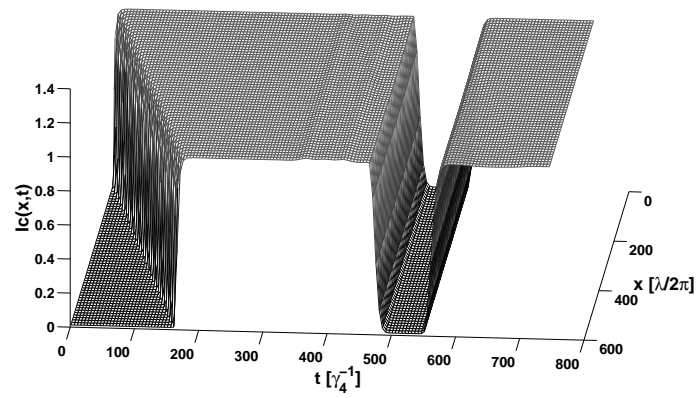
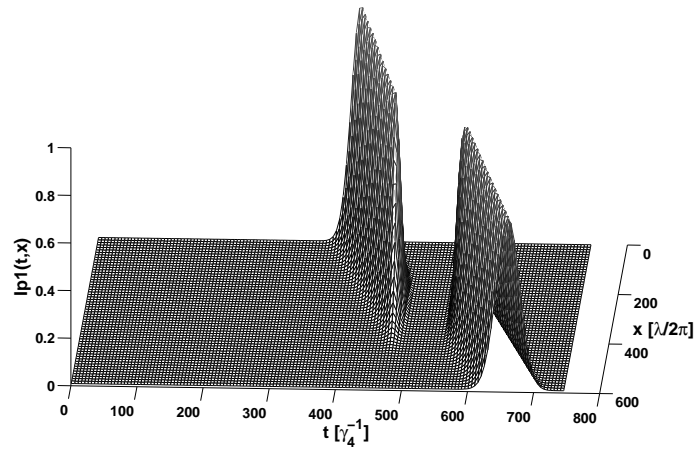
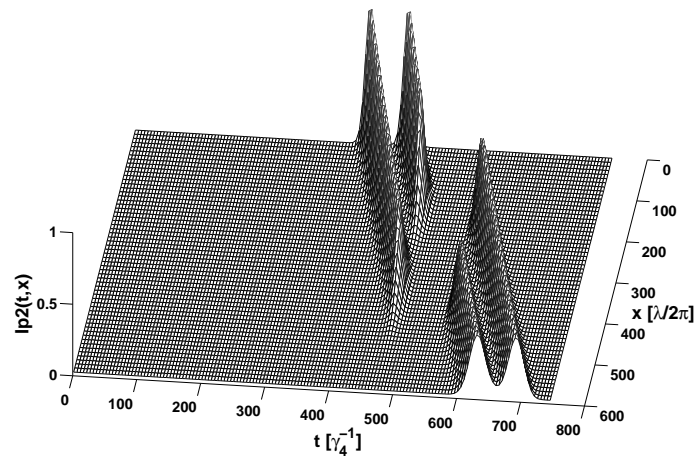


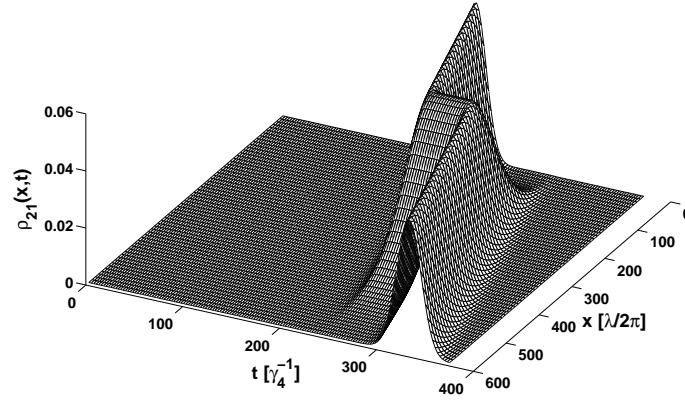
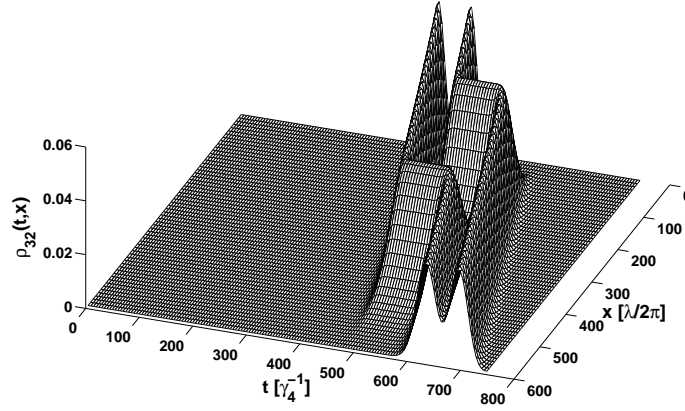
Рис. 3. Интенсивность импульсов на входе и выходе из образца. Сплошная линия до темной паузы – 1-й пробный импульс на входе в образец $I_{p1}(t,0)$, то же после темной паузы – на выходе; штрих-пунктирная линия до темной паузы – 2-й пробный на входе в образец $I_{p2}(t,0)$, то же после темной паузы – на выходе; пунктирная линия – управляющая волна на выходе из образца $I_{c\text{out}}(t, x_{\text{max}})$

$$n_{41} = n_{43} = \frac{\frac{1}{2}B\Delta(\Omega_c^2 - \Delta^2)}{(\Omega_c^2 - \Delta^2)^2 + \frac{1}{4}\Delta^2} \quad (11)$$

и на рис. 2.

На рисунке представлены также фурье-образы обоих пробных импульсов. Расчет групповой скорости обоих импульсов показывает, что пробный свет проходит через среду со скоростью порядка 16 м/с. Частичное непадение фурье-образа второго пробного импульса в окно прозрачности определяет характер его поглощения и уширения при распространении через среду (рис. 3, 6).

Рис. 4. Интенсивность поля управляющего импульса $I_c(t, x)$, отн. ед.Рис. 5. Интенсивность поля 1-го пробного импульса $I_{p1}(t, x)$, отн. ед.Рис. 6. Интенсивность поля 2-го пробного импульса $I_{p2}(t, x)$, отн. ед.

Рис. 7. Недиagonalный элемент матрицы плотности $\rho_{21}(t, x)$ Рис. 8. Недиagonalный элемент матрицы плотности $\rho_{32}(t, x)$

3. Результаты и анализ численного решения

Рассмотрим эволюцию импульсов в среде (рис. 3). В начальный момент времени атомы одинаково распределены по состояниям Ψ_1 , Ψ_2 и Ψ_3 . В среду входит управляющая волна. В отсутствие пробных импульсов происходит эффективное перезаселение атомов из состояния Ψ_2 в состояния Ψ_1 и Ψ_3 (см. рис. 1). Таким образом, к моменту времени $250 [\gamma_4^{-1}]$ среда для управляющего поля становится прозрачной. После этого запускаются два пробных импульса. Резонансное взаимодействие каждого из них со средой в присутствии управляющего света создает деструктивную интерференцию амплитуд переходов, обеспечивающую электромагнитно-индуцированную прозрачность и значительную задержку пробных импульсов в среде. К моменту времени $470 [\gamma_4^{-1}]$ оба пробных импульса полностью вошли в среду, но еще не начали из нее выходить. В этот момент времени адиабатически выключаем поле управляющего импульса V_c . Это вызывает наступление темной паузы, которая характеризуется отсутствием в среде полей, но сохранением в атомарной среде так называемых «темных поляритонов», имеющих форму пробных импульсов. Последующее адиабатическое включение управляющей волны обеспечивает генерацию средой импульсов на переходах $4 \rightarrow 1$ и $4 \rightarrow 3$. Форма этих импульсов качественно повторяет форму пробных импульсов на входе.

На рис. 4–6 представлена пространственно-временная зависимость интенсивностей управляющей волны и пробных импульсов. Рис. 7, 8 демонстрируют эволюцию недиагональных элементов ρ_{21} , ρ_{32} матрицы плотности, ответственных за хранение когерентной памяти атомарной среды.

Summary

A.S. Losev, A.S. Troshin. Reproduction of Complex Optical Pulses of Different Polarization under Electromagnetically Induced Transparency.

On the basis of the semiclassical theory of the laser light interaction with a cold atomic cloud it is shown that, under conditions of three-fold degeneracy of the Λ -scheme's ground-level, the effects of electromagnetically induced transparency and the significant reduction of group velocities are realized for two light pulses of different polarization and shape in the presence of the controlling light wave. Their effective joint reproduction when switching on the controlling light after a dark pause is demonstrated.

Key words: electromagnetically induced transparency, degeneracy of a level, complex pulses of different polarization, reproduction of pulses.

Литература

1. Скалли М.О., Зубайри М. Квантовая оптика. – М.: Физматлит, 2003. – 510 с.
2. Hau L.V., Harris S.E., Dutton Z., Behroozi C.H. Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas // Lett. to Nature. – 1999. – V. 397, No 3. – P. 594–598.
3. Liu Chien, Dutton Z., Behroozi C.H., Hau L.V. Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses // Nature. – 2001. – V. 409, – P. 490–493.
4. Phillips D.F., Fleischhauer A., Mair A., Walsworth R.L., Lukin M.D. Storage of light in atomic vapor // Phys. Rev. Lett. – 2001. – V. 86, No 5. – P. 783–786.
5. Александров Е.Б., Запасский В.С. Легенда об остановленном свете // Усп. физ. наук. – 2004. – Т. 174, № 10. – С. 1105–1108.
6. Козлов Г.Г., Александров Е.Б., Запасский В.С. О динамике светоиндуцированной анизотропии в условиях нестационарного возбуждения и об одной имитации «остановки света» // Опт. и спектр. – 2004. – Т. 97, № 6. – С. 969–975.
7. Васильев Н.А., Трошин А.С. Об управлении световыми импульсами в условиях электромагнитно-индуцированной прозрачности // Изв. РАН. Сер. физ. – 2005. – Т. 69, № 8. – С. 1096–1098.
8. Запасский В.С. Об электромагнитно-индуцированной прозрачности в вырожденной Λ -схеме // Усп. физ. наук. – 2009. – Т. 179, № 2. – С. 197–199.
9. Лосев А.С., Трошин А.С. К теории эффектов, связанных с электромагнитно-индуцированной прозрачностью // Физ. вестн. – СПб.: РГПУ им. А.И. Герцена, 2007. – Вып. 1. – С. 9–17.
10. Losev A.S., Troshin A.S., Vasil'ev N.A. To the theory of effects associated with electromagnetically induced transparency: composition of Λ - and V-types // Proc. SPIE. – 2008. – V. 7024. – P. 70240B-1–70240B-10.
11. Ельяшевич М.А. Атомная и молекулярная спектроскопия. – М.: Физ.-мат. лит., 1962. – 102 с.
12. Steck D.A. Sodium D Line Data. V. 1.6. – URL: <http://steck.us/alkalidata/sodiumnumbers.1.6.pdf>, свободный.

13. *Васильев Н.А., Трошин А.С.* Экстремальное замедление световых импульсов в атомных ловушках: полуклассическая теория // *ЖЭТФ*. – 2004. – Т. 125, № 6. – С. 1276–1282.
14. *Александров Е.Б., Хвостенко Г.И., Чайка М.П.* Интерференция атомных состояний. – М.: Наука, 1991. – 218 с.

Поступила в редакцию
20.01.10

Лосев Александр Сергеевич – магистр физики, аспирант кафедры теоретической физики и астрономии Российского государственного педагогического университета им. А.И. Герцена, г. Санкт-Петербург.

Трошин Александр Сергеевич – доктор физико-математических наук, профессор кафедры теоретической физики и астрономии Российского государственного педагогического университета им. А.И. Герцена, г. Санкт-Петербург.

E-mail: *thphys@herzen.spb.ru*